

## Влияние металлического экрана на резонансную длину проволочной антенны

Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеева

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина  
Email: Nadezhda.P.Yeliseyeva@univer.kharkov.ua*

*Статья поступила в редакцию 4 июня 2008 г.*

На основе метода наведенных электродвижущих сил и равномерной геометрической теории дифракции разработан алгоритм расчета входного импеданса симметричного электрического вибратора, расположенного над металлическим бесконечно тонким экраном прямоугольной формы. Определена резонансная длина плеча полуволнового вибратора, при которой реактивная часть его входного импеданса равна нулю, в зависимости от толщины вибратора, размеров и формы экрана при различных расстояниях между вибратором и экраном и их взаимной ориентации. Показано, что присутствие экрана приводит к большему укорочению резонансной длины вибратора, чем в случае вибратора в свободном пространстве.

Как хорошо известно, наибольшая эффективность проволочных антенн в радиосвязи, радиолокации, телевидении, радиоастрономии и других областях науки и техники обеспечивается при резонансе, т. е. когда реактивная часть их входного сопротивления  $X_{\text{вх}}$  равна нулю. Для тонких проволочных антенн с относительной длиной плеча  $l/\lambda \leq 0.35 \div 0.4$  или  $(0.6 \div 0.65) \leq l/\lambda \leq (0.85 \div 0.9)$ , питаемых в пучности тока, когда справедлив синусоидальный закон распределения тока, формулы для расчета активной и реактивной частей входного импеданса  $Z_{\text{вх}}$  (без учета потерь в антенне) имеют вид [1]:

$$R_{\text{вх}} = \frac{R_{11}}{\sin^2 kl}, \quad X_{\text{вх}} = \frac{X_{11}}{\sin^2 kl}, \quad (1)$$

где  $R_{11}$  и  $X_{11}$  – активная и реактивная части собственного импеданса антенны,  $k = 2\pi/\lambda$ .

Из (1) следует, что антенна, питаемая в пучности тока, настроена в резонанс с генератором, когда  $kl = \pi/2$ . При этом  $R_{\text{вх}} = R_{11}$ ,

реактивная часть входного импеданса  $X_{11} = 0$ . Вследствие того что фазовая скорость распространения переменного тока в антенне несколько меньше скорости света (фазовый коэффициент  $k$  больше, чем в свободном пространстве), резонансные длины антенн оказываются несколько меньшими, чем получаемые из (1).

В случае симметричного полуволнового вибратора резонансная длина несколько меньше половины длины волны. Величина укорочения зависит от отношения длины плеча вибратора к его радиусу  $C_0 = l/a$  и определяется по формуле, полученной М. А. Леонтовичем и М. Л. Левиным [2], из которой следует, что резонансная длина плеча вибратора  $l_0/\lambda$  равна

$$l_0/\lambda = \frac{1}{4} - \frac{0.225}{4 \ln(2C_0/\pi)}. \quad (2)$$

При размещении вибраторов на расстоянии  $h$  от металлического экрана для созда-

ния направленных антенн и остронаправленных антенных решеток вследствие взаимного влияния излучателей и их зеркальных изображений друг на друга и активная, и реактивная части входного сопротивления  $\dot{Z}_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + jX_{\text{вх}}$  каждого вибратора существенно изменяются [3-5] и, что особенно важно, изменяются условия их настройки в резонанс. Расчеты входного импеданса полуволнового вибратора при разной ориентации его оси относительно прямоугольного экрана [3, 4] методом наведенных электродвижущих сил (э. д. с.) с использованием равномерной геометрической теории дифракции (РГТД) показали, что дифракционные эффекты на краях экрана наиболее сильно влияют на реактанс  $X_{\text{вх}}$  вибратора, что приводит к существенной зависимости его значения от формы и размеров экрана. Амплитуда осцилляций  $R_{\text{вх}}$  и  $X_{\text{вх}}$  относительно собственных значений сопротивления излучения  $R_{11}$  и реактанса  $X_{11}$  вибратора, положения максимумов  $R_{\text{вх}}$  и минимумов  $X_{\text{вх}}$  существенно зависят от ориентации оси вибратора относительно экрана. В случае, когда вибратор параллелен экрану, максимум  $R_{\text{вх}}$  и минимум  $X_{\text{вх}}$  достигаются при  $h = (0.25 \div 0.35)\lambda$ , когда ширина  $L/\lambda$  и отношение сторон  $W/L$  экрана изменяются от 0.7 до 1.

Цель настоящей статьи – определение условий последовательного резонанса для тонких проволочных антенн с экраном прямоугольной формы и анализ влияния на резонансную длину излучателя его толщины и высоты подвеса над экраном, а также размеров и формы экрана при различной ориентации и удалении излучателя от экрана.

### 1. Физико-математическая модель и основные соотношения

Расчетная модель излучающей системы включает бесконечно тонкий идеально проводящий плоский экран  $ABCD$  прямоугольной формы с размерами сторон  $L$  и  $W$  и симметричный линейный проволочный излучатель  $A_1B_1$

с длиной плеча  $l$  и радиусом провода  $a$ , питаемый в пучности тока. Середина излучателя  $C_1$  находится на оси  $OX$  прямоугольной системы координат  $XYZ$  на расстоянии  $h$  от ее начала  $O$ , совпадающего с серединой экрана. Ориентация оси излучателя определяется углом наклона  $\alpha$  к ее проекции на плоскость  $XU$  и углом  $\zeta$  между проекцией оси на эту плоскость и осью  $X$  (см. рис. 1). Излучатели (вибраторы 1, 2 и 3), ориентированные параллельно осям системы  $XYZ$ , имеют углы  $\alpha = 90^\circ, 0^\circ, 0^\circ, \zeta = 90^\circ, 90^\circ, 0^\circ$  соответственно. Вибратор и его зеркальное изображение обозначим как элементы  $i=1$  и  $i=2$ . В системе координат  $XYZ$  координаты центров элементов 1 и 2:  $X_{Ci} = \pm h, Y_{Ci} = 0, Z_{Ci} = 0$  (знак "+" – для  $i=1$ , "-" – для  $i=2$ ). Углы ориентации элемента  $i=2$ :  $\alpha_i = -\alpha$  и  $\zeta_i = 2\pi - \zeta$ . Введем также прямоугольную систему координат  $X_1Y_1Z_1$  (начала систем  $XYZ$  и  $X_1Y_1Z_1$  совпадают), в которой ось  $OY_1$  параллельна оси излучателя  $A_1B_1$  (рис. 1).

Алгоритм определения резонансной длины проволочных излучателей с прямоугольным экраном основан на расчете их входного импеданса  $\dot{Z}_{\text{вх}}$  (без учета потерь) как функ-

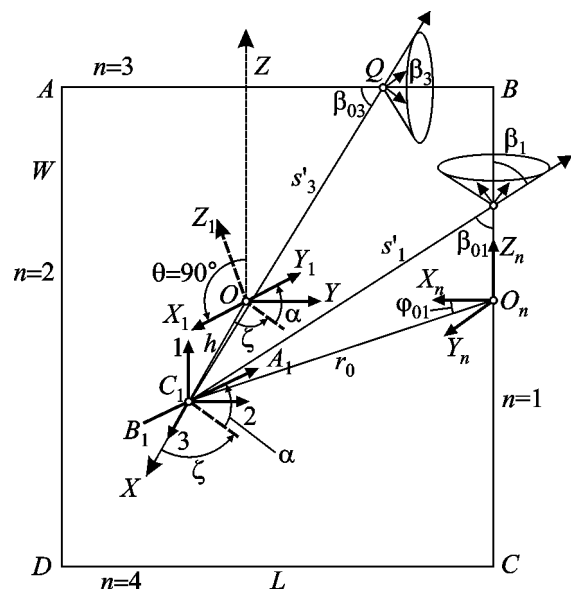


Рис. 1. Геометрия задачи

ции длины плеча  $l$  и нахождении той длины  $l_0$ , при которой полный реактанс антенны равен нулю. Входной импеданс  $\dot{Z}_{\text{вх}}$  произвольно ориентированного относительно прямоугольного экрана вибратора в рамках метода наведенных э. д. с. с учетом дифракции на кромках экрана представим в виде

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = \dot{Z}_{11} + \dot{Z}_{12} + \dot{Z}_{\text{д}}. \quad (3)$$

В выражении (3)  $\dot{Z}_{11}$  определяет собственный импеданс вибратора,  $\dot{Z}_{12}$  – взаимный импеданс между симметричным вибратором длиной  $2l$  с синусоидальным распределением тока и его зеркальным изображением,  $\dot{Z}_{\text{д}}$  – наведенный импеданс на вибраторе полем, дифрагированным на кромках экрана. Для расчета собственного импеданса  $\dot{Z}_{11}$  и взаимного импеданса  $\dot{Z}_{12}$  используем основную формулу метода наведенных э. д. с.,

$$\dot{Z}_{1i} = -\frac{1}{|I_0|} \int_{-l}^l \sin[k(l - |y_i|)] E_{yi} dy_i, \quad (4)$$

где  $I_0 = I_{\text{вх}} / \sin kl$  – амплитуда тока в пучности его распределения; для расчета  $\dot{Z}_{11}$  и  $\dot{Z}_{12}$  интегрирование производится по длине элемента  $i=1$  и  $i=2$  соответственно;  $E_{yi}$  – проекция вектора напряженности электрического поля возбуждающего вибратора  $\vec{E}_1(x_1, y_1, z_1)$  на ось  $OY_i$ , направленную вдоль элемента  $i=1, 2$ , в системе координат  $X_i Y_i Z_i$  с началом в середине элемента  $i$ . Для расчета  $\dot{Z}_{12}$  формула для  $E_{yi}$  определена в [3] в виде

$$E_{yi} = A_{12} E_{x1} + A_{22} E_{y1} + A_{32} E_{z1}. \quad (5)$$

В (5) коэффициенты  $A_{12} = \cos \alpha_i \sin(\zeta - \zeta_i)$ ,  $A_{22} = \cos \alpha \cos \alpha_i \cos(\zeta - \zeta_i) + \sin \alpha \sin \alpha_i$ ,  $A_{32} = -\sin \alpha \cos \alpha_i \cos(\zeta - \zeta_i) + \cos \alpha \sin \alpha_i$  ( $i=2$ ).

В системе координат  $X_1 Y_1 Z_1$  со смещенным центром относительно середины вибратора  $A_1 B_1$  компоненты вектора напряженнос-

ти электрического поля  $\vec{E}_1(x_1, y_1, z_1)$ , создаваемого вибратором в точке  $M(x_1, y_1, z_1)$  в ближней зоне наблюдения, имеют вид:

$$E_{y1} = -j30I_0 \left[ \frac{\exp(-jkR_1)}{R_1} + \frac{\exp(-jkR_2)}{R_2} - 2 \cos kl \frac{\exp(-jkR_0)}{R_0} \right], \quad (6a)$$

$$E_{x1} = j30I_0 \left[ \frac{(y_1 - y_A) \exp(-jkR_1)}{\rho_A R_1} + \frac{(y_1 - y_B) \exp(-jkR_2)}{\rho_B R_2} - 2 \cos kl \frac{\exp(-jkR_0)}{R_0} \frac{(y_1 - y_{C1})}{\rho_{C1}} \right] \frac{(x_1 - x_A)}{\rho_A}, \quad (6б)$$

$$E_{z1} = j30I_0 \left[ \frac{(y_1 - y_A) \exp(-jkR_1)}{\rho_A R_1} + \frac{(y_1 - y_B) \exp(-jkR_2)}{\rho_B R_2} - 2 \cos kl \frac{\exp(-jkR_0)}{R_0} \frac{(y_1 - y_{C1})}{\rho_{C1}} \right] \frac{(z_1 - z_A)}{\rho_A}. \quad (6в)$$

В выражениях (6а-в)  $R_1 = \sqrt{\rho_A^2 + (y_1 - y_A)^2}$  – радиус-вектор между концом  $A_1(x_A, y_A, z_A)$  вибратора и произвольной точкой  $M$ ,  $R_2 = \sqrt{\rho_B^2 + (y_1 - y_B)^2}$  – радиус-вектор между концом  $B_1(x_B, y_B, z_B)$  вибратора и той же точкой  $M$ ,  $R_0 = \sqrt{\rho_{C1}^2 + (y_1 - y_{C1})^2}$  – радиус-вектор между серединой вибратора  $C_1(x_{C1}, y_{C1}, z_{C1})$  и точкой  $M$ ,  $\rho_A = \sqrt{(x_1 - x_A)^2 + (z_1 - z_A)^2}$ ,  $\rho_B = \sqrt{(x_1 - x_B)^2 + (z_1 - z_B)^2}$ ,  $\rho_{C1} = \sqrt{(x_1 - x_{C1})^2 + (z_1 - z_{C1})^2}$ . В данной задаче точка наблюдения  $M$  нахо-

дится непосредственно на самом вибраторе  $A_1B_1$ . Собственный импеданс  $\dot{Z}_{11}$  симметричного вибратора длиной  $2l$  и радиусом  $a$  вычисляем путем подстановки в формулу (4) выражения (6а) для  $E_{y_1}$  при  $\rho_{A,B} = a$ .

Введем также прямоугольную систему координат  $X_0Y_0Z_0$ , получаемую параллельным переносом системы  $X_1Y_1Z_1$  в середину вибратора  $A_1B_1$ . Координаты точки наблюдения  $M$  на вибраторе в системе  $X_0Y_0Z_0$ :  $x_0(M) = 0$ ,  $z_0(M) = 0$ ,  $y_0(M) = -l \div l$ . При вычислении импеданса, наведенного на вибраторе  $A_1B_1$  полем, дифрагированным на кромках экрана  $n = 1, \dots, 4$ , полагаем, что падающие лучи с лучевыми координатами  $(-\beta_{0n}, \varphi_{0n}, s'_n)$  исходят из фазового центра  $C_1$  вибратора и попадают в общем случае в различные точки  $Q$  на кромке экрана, а дифракционные лучи  $QM$  с лучевыми координатами  $s_n, \beta_n, \varphi_n$  выходят из этих точек и попадают в соответствующую точку  $M(0, y_0, 0)$  на вибраторе. Полный импеданс  $\dot{Z}_{дn}$ , наведенный на вибраторе с синусоидальным распределением тока полем, дифрагированным на кромках экрана, определим в соответствии с принципом суперпозиции как сумму импедансов  $\dot{Z}_{дn}$ , рассчитываемых для каждой кромки  $n$  по формуле метода наведенных э. д. с.,

$$\dot{Z}_{дn} = -\frac{1}{|I_0|} \int_{-l}^l \sin[k(l - |y_0|,)] E_{y_{0n}}^д(y_0) dy_0, \quad (7)$$

где  $E_{y_{0n}}^д(y_0)$  – проекция вектора напряженности электрического дифрагированного поля  $\vec{E}_n^д(s)$  на луче  $QM$  на ось вибратора  $Y_0$  в системе координат  $X_0Y_0Z_0$ .

Таким образом, для определения  $\dot{Z}_{дn}$  по формуле (7) необходимо найти электрический вектор напряженности дифрагированного поля  $\vec{E}_n^д(s)$  на луче  $QM$  с кромки  $n$ . В лучевой системе координат  $s_n, \beta_n, \varphi_n$  с центром в точке дифракции  $Q$  амплитуда  $\vec{E}_n^д(s)$  каждой компоненты дифрагированного поля в точке наблюдения  $M$  пропорциональна амплитуде  $\vec{E}_n(s')$  падающего поля в точке  $Q$  и коэффициенту дифракции  $D(\vec{s}_n, \vec{s}'_n)$ :

$$\vec{E}_n^д(s) = \vec{E}(s'_n) D(\vec{s}_n, \vec{s}'_n) A(s_n, s'_n) \exp(-jks_n). \quad (8)$$

В выражении (8) функция  $A(s_n, s'_n) = \sqrt{\frac{s'_n}{s_n s_{крn}}}$  описывает изменение амплитуды поля вдоль дифракционного луча с кромки  $n$ ;  $s'_n$  – расстояние от середины вибратора  $C_1$  до точки дифракции  $Q$ ;  $s_n$  – расстояние вдоль пути дифракционного луча от точки дифракции  $Q$  до точки наблюдения  $M$ ;  $s_{крn} = s_n + s'_n$  – эйконал краевой волны.

Введем в точке  $Q$  на кромке экрана  $n$  прямоугольную систему координат  $X_{Qn}Y_{Qn}Z_{Qn}$  так, что ось  $Z_{Qn}$  направлена вдоль кромки, ось  $X_{Qn}$  – вдоль экрана, и связанную с ней сферическую систему координат  $R_{Qn}, \varphi_{Qn}, \theta_{Qn}$ . Угол  $\varphi_{Qn}$  отсчитывается в плоскости  $X_{Qn}Y_{Qn}$  от оси  $X_{Qn}$ , угол  $\theta_{Qn}$  – от оси  $Z_{Qn}$ . Заметим, что лучевые координаты луча  $QM(s_n, \beta_n, \varphi_n)$  совпадают со сферическими координатами  $R_{Qn}, \theta_{Qn}, \varphi_{Qn}$ . Для падающего луча  $C_1Q(s'_n, -\beta_{0n}, \varphi_{0n})$  в точке  $Q$  выполняются равенства:  $\theta_{Qn} = -\beta_{0n}$ ,  $\varphi_{Qn} = \varphi_{0n}$ ,  $R_{Qn} = s'_n$ .

Введем также на каждой кромке экрана собственную прямоугольную систему  $X_nY_nZ_n$ , получаемую параллельным переносом системы  $X_{Qn}Y_{Qn}Z_{Qn}$  в точку  $O_n$  (середина вибратора  $A_1B_1$  находится в плоскости  $X_nY_n$ , см. рис. 1) и связанную с ней сферическую систему координат  $R_n, \theta_n, \varphi_n$ . Амплитуду падающего поля  $\vec{E}(s')$  определяем исходя из выражений для поля симметричного вибратора с синусоидальным распределением тока в сферической системе координат на кромке экрана  $R_n, \varphi_n, \theta_n$ . В случае вибратора, ориентированного параллельно краю экрана, имеем:

$$E_{\parallel\beta_{0n}}(Q) = 60I_0 \frac{\exp(-jks'_n)}{s'_n} F_{\parallel}, \quad (9a)$$

$$F_{\parallel}(\beta_{0n}) = [\cos(kl \cos\beta_{0n}) - \cos kl] / \sin\beta_{0n}, \quad (9б)$$

для вибратора с осью, перпендикулярной к краю, –

$$E_{\perp\beta_{0n}}(Q) = -60I_0 \frac{\exp(-jks'_n)}{s'_n} \times \cos\beta_{0n} \cos(\varphi_{0n} - \gamma_n) F_{\perp}, \quad (9в)$$

$$E_{\perp\varphi_{0n}}(Q) = 60I_0 \frac{\exp(-jks'_n)}{s'_n} \sin(\varphi_{0n} - \gamma_n) F_{\perp}, \quad (9г)$$

$$F_{\perp}(\beta_{0n}, \varphi_{0n}) = \frac{\cos(kl \sin\beta_{0n} \cos(\varphi_{0n} - \gamma_n)) - \cos kl}{1 - \sin^2\beta_{0n} \cos^2(\varphi_{0n} - \gamma_n)}, \quad (9д)$$

где  $\gamma_n$  – угол между осью вибратора и осью  $X_n$ , определяется через углы  $\alpha$  и  $\zeta$  в работе [4].

Определим входящие в выражения (8), (9) величины  $s_n, s'_n, s_{крn}, \beta_{0n}, \varphi_{0n}$ . Из геометрии задачи (рис. 1)  $s'_n = C_1Q, s_n = QM$ . Координаты точки наблюдения  $M$  в системе координат  $XYZ$  с учетом смещения центров систем координат  $XYZ$  и  $X_0Y_0Z_0$ :

$$\begin{aligned} X_M &= h + y_0 \cos\zeta \cos\alpha, \\ Y_M &= y_0 \sin\zeta \cos\alpha, \\ Z_M &= y_0 \sin\alpha. \end{aligned} \quad (10)$$

Координаты точки  $Q$  выхода дифракционного луча с кромки  $n$  с учетом равенства углов падения и дифракции в системе координат  $XYZ$  определяются следующим образом:

$$X_Q = 0, \quad Y_Q = \pm L/2, \quad Z_Q = r_0 \operatorname{ctg}\beta_1, \quad (11)$$

для  $n = 1, 2$ ;

$$X_Q = 0, \quad Y_Q = R_0 \operatorname{ctg}\beta_3, \quad Z_Q = \pm W/2,$$

для  $n = 3, 4$ ;

где  $r_0 = \sqrt{h^2 + (L/2)^2}, \operatorname{ctg}\beta_1 = \frac{y_0 \sin\alpha}{2r_0 - y_0 \cos\alpha},$

$$R_0 = \sqrt{h^2 + (W/2)^2},$$

$$\operatorname{ctg}\beta_3 = \frac{y_0 \sin\zeta \cos\alpha}{2R_0 - \sqrt{(y_0 \sin\alpha)^2 + (y_0 \cos\zeta \cos\alpha)^2}}.$$

В сферической системе координат  $R_n, \varphi_n, \theta_n$  азимутальные углы плоскостей падения  $\varphi_{0n}$  и дифракции  $\varphi_n$  равны:

$$\varphi_{0n} = \operatorname{arctg}(2h/L), \quad \varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{X_M}{(L/2) - Y_M}$$

для  $n = 1, 2$ ; (12)

$$\varphi_{0n} = \operatorname{arctg}(2h/W), \quad \varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{X_M}{(W/2) - Z_M}$$

для  $n = 3, 4$ .

Эйконал краевой волны  $s_{крn} = s_n + s'_n$  определим через расстояние  $s_n$  вдоль пути дифракционного луча от точки  $Q$  на кромке  $n$  до точки  $M$  и радиус кривизны  $s'_n$  волнового фронта падающей сферической волны в точку  $Q$ , используя выражения (10), (11), в виде

$$s_n = \sqrt{(X_M - X_Q)^2 + (Y_M - Y_Q)^2 + (Z_M - Z_Q)^2}, \quad (13)$$

$$s'_{1,2} = r_0 / \sin\beta_1, \quad s'_{3,4} = R_0 / \sin\beta_3.$$

В сферической системе координат  $\theta_{Qn}, \varphi_{Qn}, R_{Qn}$  амплитуду дифрагированного поля в точке  $M(\beta_n, \varphi_n, s_n)$  на вибраторе, параллельном кромке экрана  $n$ , рассчитываем по формуле

$$E_{\parallel\beta_n}^n(\beta_n, \varphi_n) = E_{\parallel\beta_{0n}}(\beta_{0n}, \varphi_{0n}) D_{\parallel\beta_n}(\beta_n, \varphi_n) \times \sqrt{\frac{s'_n}{s_n s_{крn}}} \exp(-jks_n). \quad (14а)$$

На вибраторе, перпендикулярном к кромке экрана  $n$ , ортогональные компоненты поля равны:

$$E_{\perp\beta_n}^{\Delta}(\beta_n, \varphi_n) = E_{\perp\beta_{0n}}(\beta_{0n}, \varphi_{0n}) D_{\perp\beta_n}(\beta_n, \varphi_n) \times \sqrt{\frac{S'_n}{S_n S_{\text{кр}_n}}} \exp(-jks_n), \quad (14б)$$

$$E_{\perp\varphi_n}^{\Delta}(\beta_n, \varphi_n) = E_{\perp\varphi_{0n}}(\beta_{0n}, \varphi_{0n}) D_{\perp\varphi_n}(\beta_n, \varphi_n) \times \sqrt{\frac{S'_n}{S_n S_{\text{кр}_n}}} \exp(-jks_n). \quad (14в)$$

Здесь амплитуды падающего поля  $E_{\parallel\beta_{0n}}(Q)$  и  $E_{\perp\beta_{0n}}(Q)$ ,  $E_{\perp\varphi_{0n}}(Q)$  определены выражениями (9а,б) и (9в-д) соответственно. В рамках РГТД равномерные коэффициенты дифракции  $D_{\beta}$ ,  $D_{\varphi}$  электромагнитной волны, излучаемой элементарным электрическим вибратором, ориентированным соответственно параллельно и перпендикулярно к краю идеально проводящей полуплоскости, получены в системе координат  $R_n, \theta_n, \varphi_n$  в [3]. Выразив компоненты дифрагированного поля в прямоугольной системе координат  $X_{Q_n} Y_{Q_n} Z_{Q_n}$  через компоненты (14а-в) в сферической системе  $R_{Q_n}, \varphi_{Q_n}, \theta_{Q_n}$ , искомого проекцию вектора электрического дифрагированного поля на ось  $Y_0$  в системе координат  $X_0 Y_0 Z_0$  получим в виде

$$E_{Y_{0n}}^{\Delta}(M) = B_{21} E_{Q_n}^{\Delta}(M) + B_{22} E_{\varphi_n}^{\Delta}(M) + B_{23} E_{\theta_n}^{\Delta}(M), \quad (15)$$

где коэффициенты  $B_{21} = \mp \sin \zeta \cos \alpha$ ,  $B_{22} = \cos \zeta \cos \alpha$ ,  $B_{23} = \pm \sin \alpha$  (верхний знак берется для кромок  $n=1, 3$ , нижний – для  $n=2, 4$ ).

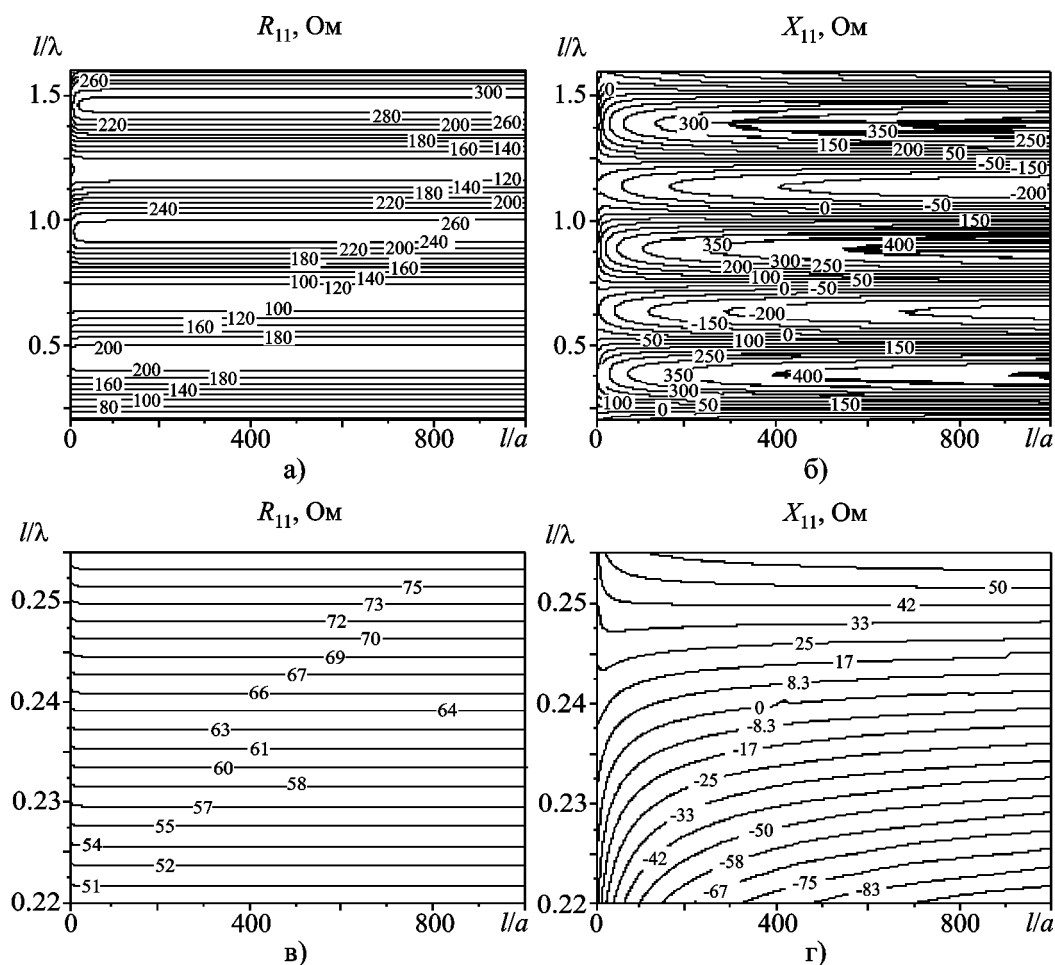
Подставляя в (7) выражение (15) и интегрируя по длине вибратора, получим значение наведенного импеданса  $\dot{Z}_{\Delta n}$  за счет дифракции на кромке экрана  $n$ . Из формулы для входного сопротивления вибратора,  $Z_{\text{вх}} = R_{\Sigma} + jX_{\Sigma}$ , находим активную  $R_{\Sigma} = \text{Re}(\dot{Z})$  и реактивную  $X_{\Sigma} = \text{Im}(\dot{Z})$  части его входного импеданса, отнесенные к току в пучности распределения. Отметим, что в рамках применяемых методов расчета, как видно из формул (4)–(15),

наведенный импеданс на вибраторе за счет отражения и дифракции электромагнитной волны на экране рассчитывается без учета толщины проволочного излучателя. Радиус провода  $a$  входит только в формулу расчета собственного импеданса вибратора.

## 2. Анализ результатов расчета

Прежде всего рассмотрим влияние относительных длины плеча  $l/\lambda$  и толщины провода  $C_0 = l/a$  на собственный импеданс симметричного вибратора  $\dot{Z}_{11}$ . По разработанным программам на основе формул (4) и (6а) для фиксированных  $C_0$  из интервала  $10 \div 1000$  при изменении  $l/\lambda$  от 0.2 до 1.55, т. е. для каждой пары значений  $l/\lambda$  и  $a = l/C_0$ , рассчитывался собственный импеданс  $\dot{Z}_{11}$  вибратора. На рис. 2 приведены линии равных значений его активной  $R_{11}$  и реактивной  $X_{11}$  частей в системе координат  $l/\lambda$  и  $l/a$ . Из рис. 2, а, б видно, что сопротивление излучения  $R_{11}$  достигает максимума при длине вибратора  $2l$ , близкой к четному числу полуволн, и минимума – при длине, близкой к нечетному числу полуволн. Собственный реактанс  $X_{11}$  обращается в нуль при длине вибратора, близкой к кратному целому числу полуволн. Следует отметить, что из рассчитанных значений  $X_{11}$ , приведенных на рис. 2, б, можем определить только значения резонансной длины плеча  $l_0/\lambda$  для настройки вибраторов с  $l/\lambda = 0.25; 0.75; 1.25$  в зависимости от  $l/a$ .

Из приведенных на рис. 2, в, г значений  $R_{11}$  и  $X_{11}$  найдены зависимости укороченной длины плеча  $l_0/\lambda$  полуволнового вибратора, при которой  $X_{\text{вх}} = X_{11} = 0$ , и соответствующие ей  $R_{11}$  от относительной толщины вибратора  $l/a$ . Полученные значения  $l_0/\lambda$  представлены на рис. 3, а (кривая 1) в зависимости от величины  $l/a$ , изменяющейся в пределах от 10 до 700. Сравнивая эти значения  $l_0/\lambda$  с рассчитанными по формуле (2)  $l'_0/\lambda$ , можем сказать, что незначительные расхождения наблюдаются только при  $l/a = 10 \div 30$ . Так, при  $l/a = 10$  имеем  $l_0/\lambda = 0.225$ ,  $l'_0/\lambda = 0.22$ , при  $l/a = 20$  имеем  $l_0/\lambda = 0.23$ ,  $l'_0/\lambda = 0.228$ ; при  $l/a = 30$  получаем  $l_0/\lambda = 0.232$ ,  $l'_0/\lambda = 0.231$ . Как следует из рис. 2, г, длина плеча полуволно-



**Рис. 2.** Линии равных значений составляющих  $R_{11}$  и  $X_{11}$  собственного импеданса симметричного вибратора в системе координат  $l/\lambda$  и  $l/a$

вого настроенного вибратора изменяется от  $0.226\lambda$  до  $0.237\lambda$  при  $l/a = 10 \div 100$  и от  $0.237\lambda$  до  $0.241\lambda$  при  $l/a = 100 \div 1000$ . Из зависимости  $l_0/\lambda$  от  $l/a$  следует, что чем меньше  $l/a$  (т. е. толще вибратор), тем короче его резонансная длина, т. е. тем больше величина укорочения. На рис. 3, в (кривая 1) приведена зависимость оптимального сопротивления излучения  $R_{\Sigma\text{опт}}$  вибратора в свободном пространстве, т. е. соответствующего случаю  $X_{11} = 0$ , от  $l/a$ . Видно, что начиная с  $l/a = 100$   $R_{\Sigma\text{опт}}$  практически не изменяется и достигает  $60 \div 65$  Ом в зависимости от величины  $l/a$ .

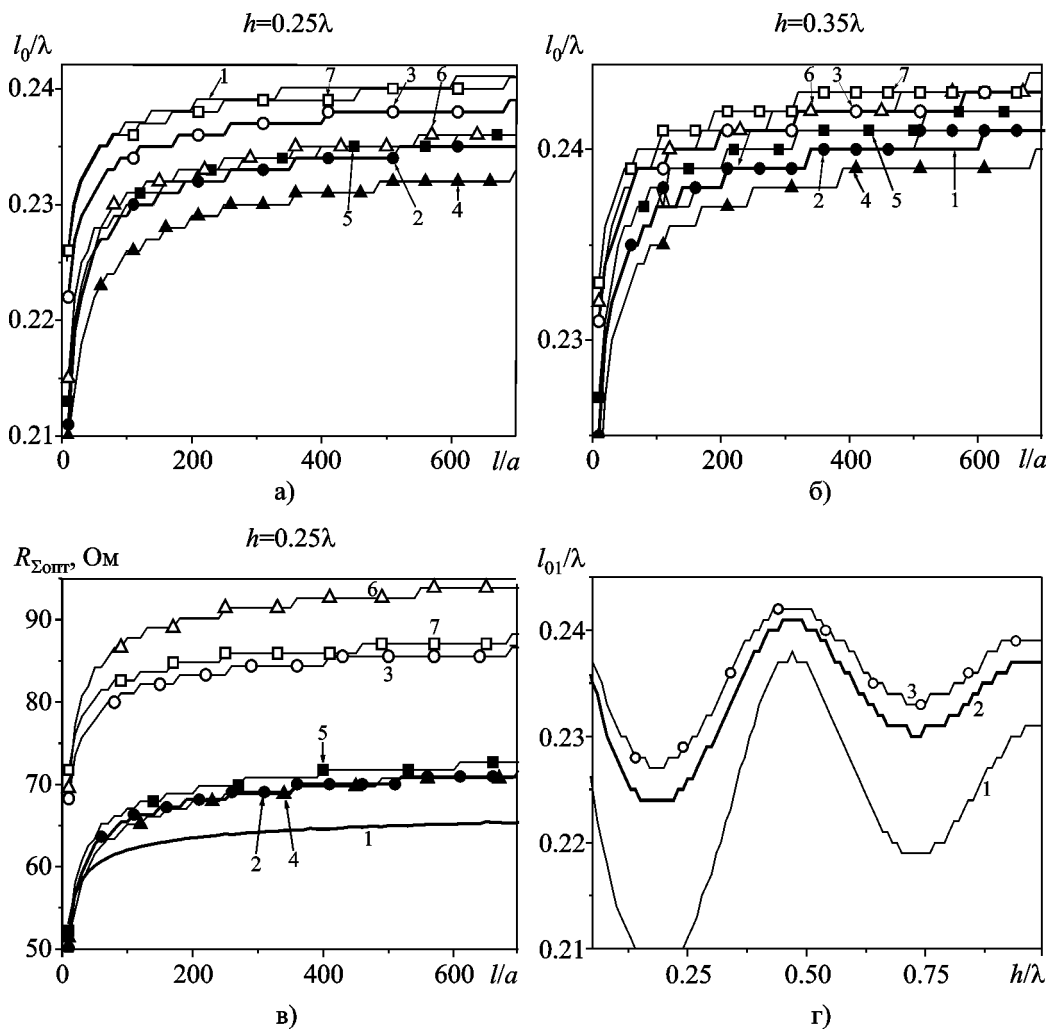
Перейдем к определению влияния размеров экрана на резонансную длину полуволно-

вого настроенного вибратора в зависимости от его ориентации относительно экрана и при различном удалении от экрана. Рассчитывались линии равных значений активной и реактивной частей входного импеданса вибраторов 1 и 3, установленных на расстояниях  $h = 0.25\lambda$  и  $h = 0.35\lambda$  от экрана с бесконечными размерами и над квадратными экранами ( $L = W$ ) с  $L = 0.5\lambda$  и  $L = \lambda$  при изменении длины плеча вибратора  $l/\lambda$  в пределах от 0.21 до 0.245 и относительной толщины  $l/a$  от 10 до 700. Из расчетов при  $h = 0.25\lambda$  получаем, что в случае, когда вибратор 1 располагается над бесконечным экраном, реактанс  $X_{\text{вх}}$  изменяется в пределах от  $-110$  до  $+65$  Ом и  $R_{\text{вх}} = 50 \div 85$  Ом; при экране с размерами

$L = 0.5\lambda$  имеем  $X_{\text{вх}} = -110 \div +85$  Ом и  $R_{\text{вх}} = 50 \div 90$  Ом; при  $L = \lambda$  получаем  $X_{\text{вх}} = -120 \div +70$  Ом и  $R_{\text{вх}} = 50 \div 90$  Ом. В случае, когда вибратор 3 находится над бесконечным экраном,  $X_{\text{вх}} = -120 \div +50$  Ом и  $R_{\text{вх}} = 60 \div 100$  Ом; при экране с  $L = \lambda$  имеем  $X_{\text{вх}} = -130 \div +50$  Ом и  $R_{\text{вх}} = 55 \div 95$  Ом.

На основе рассчитанных значений  $X_{\text{вх}}$  в зависимости от  $l/\lambda$  и  $l/a$  определены значения резонансной длины плеча  $l_0/\lambda$  полуволновых настроенных вибраторов 1 и 3, располо-

женных над экраном различных размеров, и соответствующие им сопротивления излучения  $R_{\Sigma\text{опт}}$ , которые представлены на рис. 3, а-в в зависимости от  $l/a$  при  $h = 0.25\lambda$  и  $h = 0.35\lambda$ . При  $h = 0.25\lambda$  из рис. 3, а видно, что по сравнению с резонансной длиной вибратора в свободном пространстве (кривая 1) укорочение резонансной длины больше в случае параллельного к экрану вибратора 1 (кривые 2, 4, 5), чем в случае перпендикулярного к экрану вибратора 3 (кривые 3, 6, 7). Это объяс-



**Рис. 3.** Зависимости резонансной длины плеча  $l_0/\lambda$  (а, б) и оптимального сопротивления излучения  $R_{\Sigma\text{опт}}$  (в) от  $l/a$  ( $h = 0.25\lambda$  и  $h = 0.35\lambda$ ) для вибратора в свободном пространстве (кривая 1), вибраторов 1 (кривые 2, 4, 5) и 3 (кривые 3, 6, 7) над экраном (кривые 2, 3 при бесконечном экране, кривые 4, 6 при  $L = 0.5\lambda$ , кривые 5, 7 при  $L = \lambda$ ). Зависимости резонансной длины плеча  $l_{01}/\lambda$  (г) вибратора 1, помещенного над бесконечным экраном, от высоты подвеса  $h$  при  $l/a = 10, 50, 100$  (кривые 1, 2, 3 соответственно)



няется большим значением наведенного реактанса в случае вибратора 1 [4, 5]. Следует отметить, что изменение резонансной длины вибратора происходит в основном за счет наведенного импеданса на вибраторе его зеркальным изображением  $Z_{12}$  (кривые 2, 3). Резонансная длина плеча  $l_0/\lambda$  вибратора 1 с экраном бесконечных размеров при  $h = 0.25\lambda$  изменяется от 0.211 до 0.235, а вибратора 3 – от 0.222 до 0.239 при изменении  $l/a$  от 10 до 700. Дифракционные эффекты приводят к еще большему укорочению длины вибратора при экране с малыми размерами  $W = L = 0.5\lambda$  (кривые 4 и 6). Резонансная длина плеча вибраторов 1 и 3 над экраном с  $W = L = \lambda$  (кривые 5 и 7) приближается к резонансной длине плеча вибратора над бесконечным экраном. Из рис. 3, в видно, что при  $h = 0.25\lambda$  сопротивление излучения  $R_{\Sigma_{\text{опт}}}$  настроенного вибратора 1, расположенного над экраном (кривые 2, 4 и 5), не сильно отличается от  $R_{\Sigma_{\text{опт}}}$  настроенного вибратора в свободном пространстве (кривая 1). В случае вибратора 3 отличия  $R_{\Sigma_{\text{опт}}}$  значительнее при экране с меньшими размерами (кривые 3, 6 и 7). Видно, что и резонансная длина плеча  $l_0/\lambda$  и сопротивление излучения  $R_{\Sigma_{\text{опт}}}$  вибратора существенно зависят от его толщины только при  $l/a < 100$ .

На рис. 3, б приведены зависимости резонансной длины плеча  $l_0/\lambda$  вибраторов 1 и 3 от  $l/a$  при  $h = 0.35\lambda$ . В этом случае отличия между  $l_0/\lambda$  вибраторов 1 и 3 уменьшаются, а сами значения  $l_0/\lambda$  увеличиваются для обоих вибраторов. Следует отметить, что значения  $l_0/\lambda$  вибратора 1, расположенного над бесконечным экраном (кривая 2) на высоте  $h = 0.35\lambda$ , совпадают с  $l_0/\lambda$  вибратора 1 в свободном пространстве (кривая 1).

На рис. 3, г для вибратора 1, расположенного над бесконечным экраном, показаны зависимости резонансной длины его плеча  $l_{01}/\lambda$  при  $l/a = 10, 50, 100$  (кривые 1, 2, 3 соответственно) от высоты подвеса  $h$  вибратора. Видно, что резонансная длина существенно зависит от расстояния  $h$  между вибратором и экраном при  $h < \lambda$ . Особенно резкое изменение  $l_{01}/\lambda$  наблюдается при  $h$ , кратных нечетному числу четвертей длин волн, что соот-

ветствует зависимости реактанса  $X_{\Sigma 1}$  вибратора 1 от  $h$  [5]. Следует отметить, что изменение  $l_{01}/\lambda$  тем больше, чем меньше  $l/a$ , что согласуется с поведением  $l_{01}/\lambda$  на рис. 3 а, б (кривые 1, 2, 3). При  $h \geq \lambda$  значения  $l_{01}/\lambda$  для вибратора над бесконечным экраном приближаются к  $l_{01}/\lambda$  для вибратора в свободном пространстве. Характер зависимости  $l_{01}/\lambda$  от  $h$  сохраняется и для случая вибратора над экраном конечных размеров, поскольку реактанс вибратора  $X_{\Sigma}$  в большей мере определяется наведенным реактансом  $X_{12}$  от зеркального изображения.

Далее проанализируем влияние размеров и формы экрана на резонансную длину полуволновых настроенных вибраторов 1 и 3. Для каждой пары значений ширины экрана  $L/\lambda$  и отношения сторон  $W/L$  в пределах от 0.5 до 2 с шагом 0.05 рассчитывались значения реактивной части входного импеданса вибратора с длиной плеча  $l/\lambda$ , изменяющейся от 0.21 до 0.245, для  $l/a = \text{const}$  и  $h = \text{const}$  и определялись значения резонансной длины  $l_0/\lambda$ , при которых  $X_{\text{вх}} = 0$ . На рис. 4 приведены линии равных значений резонансной длины плеча  $l_{01}/\lambda$  и  $l_{03}/\lambda$  вибраторов 1 и 3 и соответствующие им  $R_{\Sigma_{\text{опт}1}}$  и  $R_{\Sigma_{\text{опт}2}}$  в системе координат  $W/L$  и  $L/\lambda$  для  $l/a = 50$  при  $h = 0.25\lambda$  и  $h = 0.35\lambda$ . Из рис. 4 следует, что значения  $l_0/\lambda$  в большей степени зависят от ориентации вибратора и его удаления от экрана, чем от формы и размеров экрана. Зависимость  $l_0/\lambda$  от размеров экрана имеет место при  $L/\lambda$  и  $W/L$  меньших единицы, когда резонансная длина плеча вибраторов 1 и 3 при  $h = 0.25\lambda$  соответственно равна  $l_{01}/\lambda = 0.222 \div 0.226$  и  $l_{03}/\lambda = 0.224 \div 0.234$ , а при  $h = 0.35\lambda$  имеем  $l_{01}/\lambda = 0.230 \div 0.236$ . Отметим, что резонансная длина плеча полуволнового настроенного вибратора с  $l/a = 50$  в свободном пространстве равна  $l_0/\lambda = 0.234$ . В присутствии бесконечного экрана для вибратора 1 ( $l/a = 50$ ) при  $h = 0.25\lambda$  и  $h = 0.35\lambda$  резонансная длина  $l_{0(\text{беск.экр.})}$  равна 0.226 $\lambda$  и 0.234 $\lambda$  соответственно, для вибратора 3 ( $l/a = 50$ ) при  $h = 0.25\lambda$  резонансная длина  $l_{0(\text{беск.экр.})} = 0.231\lambda$ .

На рис. 5, а, в представлены зависимости резонансной длины  $l_0/\lambda$  вибраторов 1 и 3, рас-

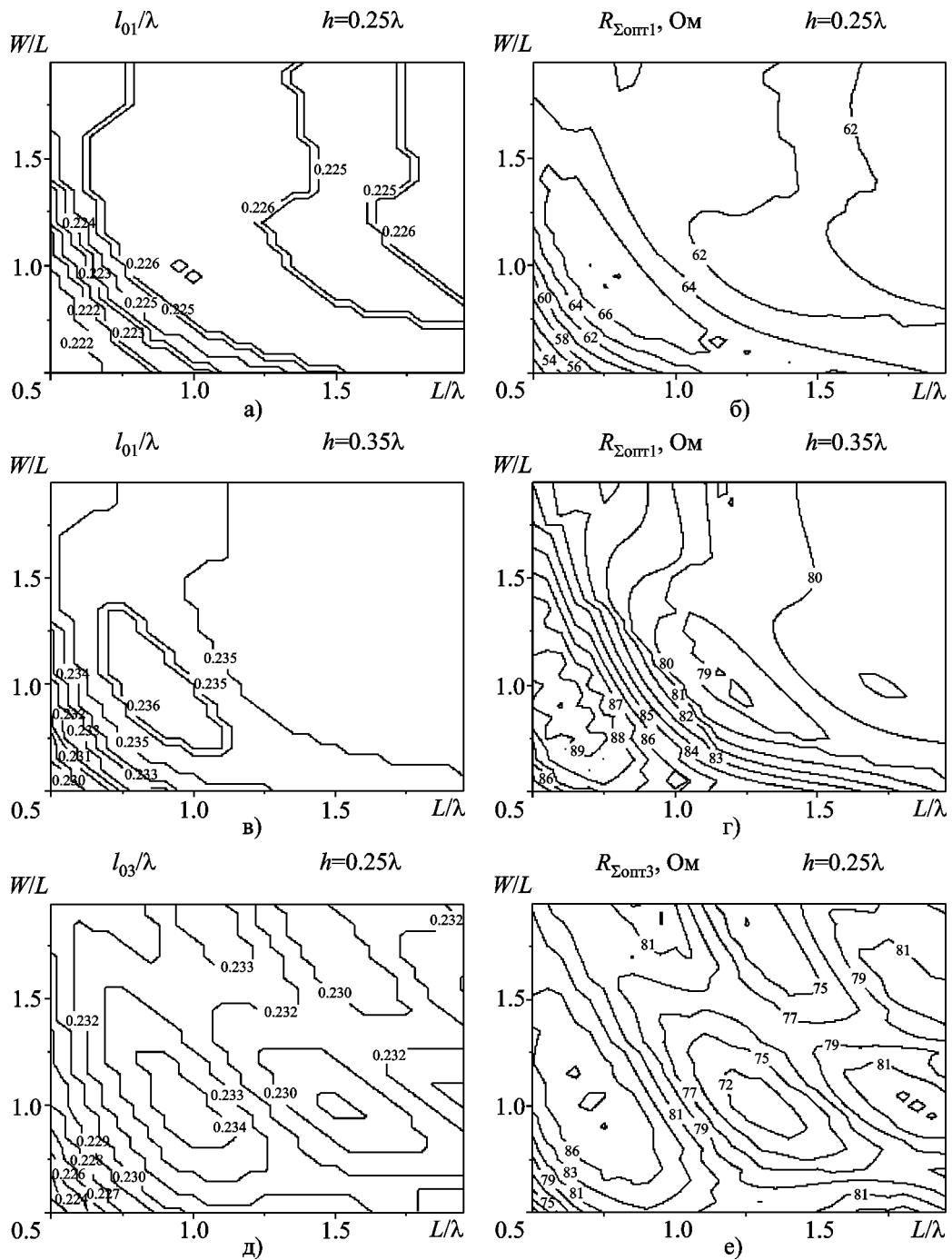
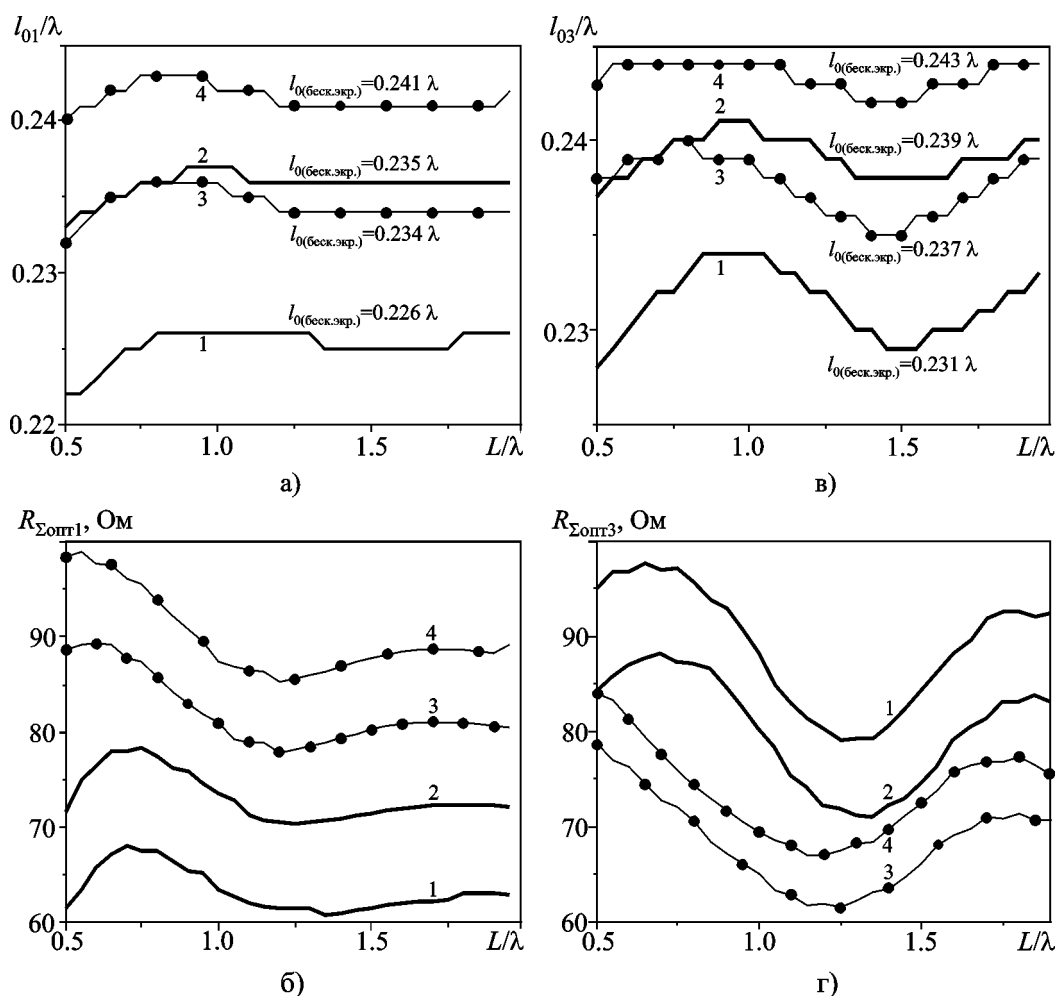


Рис. 4. Линии равных значений резонансной длины плеча вибраторов 1 (а, в) и 3 (д), расположенных над экраном, и соответствующих им  $R_{\Sigma\text{онт}1}$  (б, г) и  $R_{\Sigma\text{онт}3}$  (е) в системе координат  $W/L$  и  $L/\lambda$  при  $l/a = 50$

положенных над квадратным экраном, от размера экрана  $L/\lambda$  при высоте подвеса вибратора над экраном  $h = 0.25\lambda$  (кривые 1 и 2)

и  $h = 0.35\lambda$  (кривые 3 и 4) для  $l/a = 50$  (кривые 1 и 3) и  $l/a = 1000$  (кривые 2 и 4). На рис. 5, б, г показаны соответствующие им за-



**Рис. 5.** Зависимости резонансной длины плеча  $l_0/\lambda$  и соответствующих ей  $R_{\Sigma_{опт}}$  вибраторов 1 (а, б) и 3 (в, г) от размера квадратного экрана  $L/\lambda$  при  $h = 0.25\lambda$  (кривые 1, 2) и  $h = 0.35\lambda$  (кривые 3, 4) для  $l/a = 50$  (кривые 1, 3) и  $l/a = 1000$  (кривые 2, 4)

висимости  $R_{\Sigma_{опт}}$  от  $L/\lambda$ . Здесь же приведены значения  $l_{0(беск.экр.)}/\lambda$  для этих вибраторов над бесконечным экраном. Видно, что резонансная длина  $l_{01}/\lambda$  вибратора 1 отличается от  $l_{0(беск.экр.)}/\lambda$  только при  $L/\lambda$  меньших единицы. В случае вибратора 3 имеет место слабоосциллирующая зависимость  $l_{03}/\lambda$  относительно значений для вибратора с бесконечным экраном.

### Заключение

Проведенный анализ показал, что при расположении вибратора над экраном его резонансная частота повышается, причем боль-

ше в случае вибратора, параллельного экрану, и меньше – перпендикулярного к нему. Как и в свободном пространстве, резонансная длина вибратора существенно зависит от его толщины, особенно при  $l/a$  меньше 100. Изменение резонансной длины вибратора происходит в основном за счет наведенного импеданса на диполе отраженным от экрана полем. Для бесконечного экрана укорочение настроенного вибратора, параллельного экрану, при высоте подвеса  $h = 0.25\lambda$  больше, чем укорочение вибратора в свободном пространстве, на 10 % в случае  $l/a = 10$  и на 5 % в случае  $l/a = 50$ . Эффект влияния

ширины экрана  $L/\lambda$  на резонансную длину  $l_0/\lambda$  вибратора, параллельного экрану, и соответствующий ей входной импеданс  $R_{\Sigma_{\text{вх}}}$  наблюдается при  $L/\lambda$  меньших единицы. В случае вибратора перпендикулярного к экрану, имеют место слабо осциллирующие зависимости  $l_0/\lambda$  и  $R_{\Sigma_{\text{вх}}}$  от  $L/\lambda$  относительно значений для вибратора над бесконечным экраном. Резонансная длина вибратора зависит от расстояния  $h$  между вибратором и экраном при  $h < \lambda$ . Значения  $l_0/\lambda$  особенно существенно изменяются при  $h$ , кратных нечетному числу четвертей длин волн, и тем больше, чем меньше  $l/a$ . При  $h = 0.35\lambda$  резонансная длина полуволнового настроенного вибратора, параллельного бесконечному экрану, совпадает с  $l_0/\lambda$  вибратора в свободном пространстве.

### Литература

1. Кочержевский Г. Н. Антенно-фидерные устройства. – М.: Связь, 1972. – 472 с.
2. Леонтович М. А., Левин М. Л. К теории возбуждения колебаний в вибраторных антеннах // ЖТФ. – 1944. – Т. XIV, вып. 9. – С. 481.
3. Елисеєва Н. П. Входной импеданс произвольно ориентированного электрического диполя, расположенного над прямоугольным экраном. 1. Методика расчета // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – Т. 48, №11. – С. 6-18.
4. Елисеєва Н. П. Входной импеданс произвольно ориентированного электрического диполя, расположенного над прямоугольным экраном. 2. Результаты расчетов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – Т. 48, №12. – С. 3-7.
5. Елисеєва Н. П. Входной импеданс электрического диполя, ориентированного произвольным образом в уголкового отражателе // Радиотехника и электроника. – 2008. – Т. 53, №2. – С. 184-190.

### Вплив металевого екрана на резонансну довжину дротової антени

М. М. Горобець, Н. П. Єлісеєва

На основі методу наведених електрорушійних сил та рівномірної геометричної теорії дифракції розроблено алгоритм розрахунку вхідного імпедансу симетричного електричного вібратора, розташованого над металевим нескінченно тонким екраном прямокутної форми. Визначено резонансну довжину плеча напівхвильового вібратора, за якої реактивна частка його вхідного імпедансу дорівнює нулеві, залежно від товщини вібратора, розмірів і форми екрана за різних відстаней між вібратором та екраном та їх взаємоорієнтації. Показано, що наявність екрана призводить до більшого укорочення резонансної довжини вібратора, ніж у випадку вібратора у вільному просторі.

### Metal Screen Influence on the Resonant Length of a Wire Antenna

N. N. Gorobets and N. P. Yeliseyeva

With the method of induced electromotive forces and the uniform geometric diffraction theory the algorithm for calculating the input impedance of the symmetric electric dipole placed above the metal infinitely thin rectangular screen is developed. The half-wave dipole resonance arm at which the real part of its input impedance is equal to zero is determined vs. dipole thickness, sizes and form of the screen for different dipole-to-screen distances and dipole orientations towards the screen. It is shown that presence of the screen results in greater shortening of the dipole resonant length than in the case of the dipole in free space.